



TITLE:

火山噴火のMDシミュレーション (複雑流体の構造形成と崩壊の数理)

AUTHOR(S):

湯川, 諭; 伊藤, 伸泰

CITATION:

湯川, 諭 ...[et al]. 火山噴火のMDシミュレーション (複雑流体の構造形成と崩壊の数理). 数理解析研究所講究録 2005, 1413: 36-44

ISSUE DATE:

2005-02

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/26198>

RIGHT:

火山噴火のMDシミュレーション

東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻

湯川諭 (Satoshi Yukawa)*、伊藤伸泰 (Nobuyasu Ito)

Department of Applied Physics, School of Engineering, The University of Tokyo

概要

ブルカノ式噴火を二成分 Lennard-Jones 粒子系を用いてモデル化した。衝撃波管実験をまねたシミュレーションによりマグマ中に気泡が成長しながら爆発していく様子を再現できた。また、ガスとガスの間の衝撃波やマグマとガスの接触面が伝播する様子、膨張波など全て再現することができた。さらに、火山爆発の圧縮性流体力学モデルと比較を行い、振る舞いが定性的に一致していることを示した。

1 初めに

日本は有数の火山国であるため、火山噴火のダイナミクスを理解することは、学術的に価値があるだけではなく、防災上も非常に重要である。しかし、そのダイナミクスの物理的側面の理解は十分になされているとはいえない。それは、そもそもの火山噴火を詳細に観測することや実験を行うことが非常に難しいためである。ここでは火山噴火、特にブルカノ式噴火に焦点を当てシミュレーションを行った結果を報告する。

ブルカノ式噴火とは、日本では桜島の噴火に見られるような火山爆発であり、比較的高粘性のマグマが関与する。(これと対比されるのが低粘性マグマが重要になるストロンボリ式噴火であり、ブルカノ式とは噴火様式が異なる。) 一般

に、火山噴火に対してマグマだけではなくマグマ内部に溶けている揮発性のガスが重要な役割を担う。[2] このガスはほぼ水であり、マグマに対して数質量%含まれていることが知られている。

ブルカノ式噴火における噴火のダイナミクスは次のようなものであるといわれている。ブルカノ式噴火を示す火山では、マグマが高粘性であるため噴火前には火口の上に溶岩ドームが形成されている。噴火は、何らかの原因で火道内のマグマ-ガス系の圧力が上昇し、この溶岩ドームを破壊した瞬間から起こる。通常、マグマ-ガス系は地殻圧に支えられガス(水)が飽和している状態でマグマ溜まりにある。この状態で溶岩ドームの破壊に伴う減圧が発生すると、飽和溶解度の限界を超えガスが過飽和になる。するとガス成分の核生成が発生し、マグマ中にガスの気泡が成長する。気泡を含んだマグマ-ガス系は、密度が軽くなり上昇を始める。この上昇に伴い、圧力が低下しさらに気泡が成長する。気泡の成長が臨界値を越えると、気泡が浸透しマグマ-ガス系はマグマ気泡流から、マグマの噴霧流へと遷移する。このような状態の変化が瞬間的に起こるのが、ブルカノ式噴火である。時間的な変化が急であること、状態の変化が劇的であることが理論的な解析を難しくしている一因である。

このような変化を標語的に表現すれば次のようになる。ブルカノ式噴火のイメージは、よく振った炭酸飲料のふたをはずしたときの内部の飲料の噴出と重ねることができる。つまり炭酸

*yukawa@ap.t.u-tokyo.ac.jp

ガスの溶け込んだ飲料が、蓋をはずしたときの急減圧で発泡し、それと同時に飲料が噴き出すというものである。火山では、飲料はマグマ、炭酸ガスはマグマに溶け込んでいるガスである。

このような噴火の過程を物理的側面から研究したいのであるが、実際の火山爆発の解析は、火山固有の特徴や同じ火山でも噴火ごとに違った様相を見せるなどの個別性から、直接物理系として理論モデルを構築し取り扱うのは難しい。このような状況をふまえ、火山学の方で衝撃波管の実験というブルカノ式噴火のアナログ実験が数多く行われるようになってきた。[5, 3, 4] そこでは、マグマに見立てた粘弾性体や粉体などといったアナログ物質を高温高圧でチューブに閉じこめ、隔壁をはずしたあとの爆発的振る舞いを観測するということが行われている。これらの状況に対応するとみなせる火山噴火の連続体記述による理論モデルもいくつか提唱され、解析もなされているが、マグマ-ガス二成分系の状態方程式を非常に単純化したモデルで決めるなど理論の正当性などはまだまだ明らかでない。[6, 7, 8]

このような問題点を考えるため、ミクロな観点からのモデル化を行いシミュレーションを行った。そこでは、マクロな仮定をいっさい排除するので連続体モデルの妥当性を議論できる。また、衝撃波管の実験と同じような状況をシミュレートすることにより、非常に理想的でコントロールされた衝撃波管の実験と見なすこともできる。そのためこのようなシミュレーションを大規模に行うことはブルカノ式噴火の物理的理解につながると考えることができる。

2 モデルとシミュレーション

2.1 モデル

本研究では、ミクロな観点からモデル化を行う。ミクロなモデルとは言ってもいろいろな立場があり得るが、ここでは分子動力学法を使う

ことにする。つまり、マグマ-ガスの二成分系を離散的な粒子をつかって表現し、粒子間の相互作用を決め、あとはニュートンの運動方程式に従って運動するという単純なモデルを採用する。このようなニュートン方程式に従って運動する粒子系において、さまざまな流体の振る舞いが再現されることが知られているので、連続体の記述の検証にも用いることができる。[9]

具体的な構成粒子間の相互作用として、ここでは Lennard-Jones 型のポテンシャルを採用する。Lennard-Jones 型のポテンシャルを用いることにより、気相、液相、固相、またそれらの共存など、マグマダイナミクスに必要な相は全て再現することができる。また、平衡系の性質がよく知られているので、パラメーターを選ぶときに無駄なシミュレーションを省くことができる。マグマとガスの物性の違いは、Lennard-Jones 粒子のパラメーターを変更することで表現する。今のモデル化では質量と相互作用をマグマ粒子、ガス粒子で変更することにより物性の違いを表現している。実際の系のダイナミクスを支配する 3 次元 N 粒子系のハミルトニアンとして次のような物を使用する。

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + \frac{1}{2} \sum_{i,j(i \neq j)}^N \alpha_i \alpha_j \phi(|\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|), \quad (1)$$

$\phi(r)$ は Lennard-Jones 12-6 ポテンシャルであり、

$$\phi(r) = 4\epsilon \left\{ \left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right\}, \quad (2)$$

と一般的に書かれる。また、各粒子の質量 m_i としてマグマは $m_{\text{magma}} = 1$ 、ガスは $m_{\text{gas}} = 0.1 \times m_{\text{magma}}$ を取ることにする。さらにエネルギーの次元 ϵ 、長さの次元 σ をともに 1 に取ることとし、これらで全ての次元を無次元化する。また、Boltzmann 定数 k_B を 1 と取ることによって、温度とエネルギーは同じ単位で測ることにする。これより (数) 密度の単位が $\text{個}/\sigma^3$ 、時間の単位が $\sigma \sqrt{m_{\text{magma}}/\epsilon}$ 、圧力の単位が ϵ/σ^3 などと決まる。

相互作用の前の係数 α_i は、マグマとガスに対して相互作用を変えるためであり、マグマに対しては 1 を、ガスに対しては 0.1 を取ることにする。これでマグマ間の相互作用はガス間の相互作用に対して 100 倍強く働くことになる。もちろん $\mathbf{p}_i, \mathbf{q}_i$ は、粒子の三次元での運動量、座標を表す。

2.2 シミュレーション

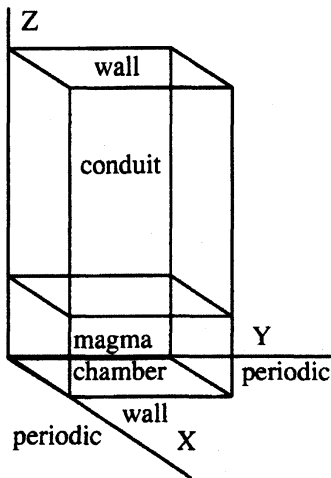


図 1: 系の形

シミュレーションに際しては衝撃波管の実験を念頭におこなう。系の形状として直方体の箱 ($L_x \times L_y \times L_z$, L_i はそれぞれの方向の長さ) を考える。マグマは z 軸正の方向に爆発することにする。 x, y 方向は周期的境界条件を課し、 z 軸方向の境界条件として、両端に弾性反射壁をおいておく。(図 1) この弾性壁は、Lennard-Jones ポテンシャルの底から見た斥力部分で表現している。初期状態として、系を「マグマ溜まり」部分と、「火道」部分の二つに弾性壁で分け、マグマ溜まり部分に、マグマ粒子とガス粒子、火道部分にガス粒子を入れておく。それぞれで能勢-Hoover 熱浴を使って等温の熱平衡状態を準備する。[10, 11, 12] 例えば、マグマ溜まりにある粒子

に対して運動方程式は、次のように変更される。

$$\dot{\mathbf{q}}_i = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_i} \quad (3)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{q}_i} - \zeta \mathbf{p}_i \quad (4)$$

$$\dot{\zeta} = \frac{1}{\tau} \left(\sum_{i \in A} \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} - \frac{3}{2} N_A T_A \right) \quad (5)$$

ここで、 $\sum_{i \in A}$ はマグマ溜まりに入っている粒子に対して和を取ることを表しており、 N_A, T_A はマグマ溜まりの粒子数、マグマ溜まりの温度を表す。また、 τ は温度制御の時定数であり正のパラメーターである。 ζ が熱浴の効果を現しており、制御したい部分の全運動エネルギーが、設定したい温度で決まる運動エネルギーに収束するように、一種の「摩擦」で運動量を変化させる。この運動方程式を用いて平衡状態に十分緩和したあと、マグマ溜まりと火道を仕切っている弾性壁を取り除く。これが衝撃波管の実験での隔壁に穴を開けた瞬間に対応する。これ以降は熱浴的作用を取り除き、系の時間発展はニュートン方程式に従って時間発展させる。

初期にマグマ溜まりの温度を比較的高温に保ち、密度も高密度で準備し、火道内のガスの温度、密度を適当に小さく設定しておけば、マグマ溜まりと火道の隔壁を取り除くと、自発的に爆発が発生する。

3 結果

3.1 物理量の時空プロフィール

シミュレーションの典型的な結果を示す。全ての物理量がミクロな量で定義されるので、密度場や圧力場、温度場など連続体との検証に必要な物は全て計算することができる。それぞれの物理量は、系を z 軸方向に輪切りにした厚み 1 のスライスの中で計算している。例えば、密度場 $\rho(z)$ 、圧力場 $\Pi_{\alpha\beta}(z)$ などは次のように定義

されている。

$$\rho(z) = \frac{\sum_{i \in z} 1}{L_x L_y} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\alpha\beta}(z) = & \frac{1}{L_x L_y} \sum_{i \in z} \frac{(\mathbf{p}_i)_\alpha (\mathbf{p}_i)_\beta}{m_i} \\ & + \frac{1}{2L_x L_y} \sum_{\substack{i \in z \\ \text{or} \\ j \in z, (i < j)}} f_\alpha^{i,j} q_\beta^{i,j} \end{aligned} \quad (7)$$

z は一つのスライスを指定するインデックスである。和 $\sum_{i \in z}$ はスライス z にふくまれる粒子で和を取ることを表している。圧力場の定義で α, β は x, y, z のいずれかを取り、 $(\mathbf{p}_i)_\alpha$ は粒子 i の運動量の α 成分を表す。また、 $f_\alpha^{i,j}$ は、粒子 i と j の間に働く力の α 成分であり、 $q_\beta^{i,j}$ はそれらの粒子の相対座標の β 成分を表す。第二項の和は、粒子 i もしくは j が考えているスライスの中に入っているときに和を取り、二つの粒子が同時に入っているときは二重に数える。これは圧力場を運動量の輸送で定義したことになる。この定義を用いると、非平衡状態では圧力場は等方的にならず、一般に流れの方向に依存する。

図 2 には密度場と xy 平面内の圧力場を示しておいた。(系のパラメータは図のキャプションを参照。) 横軸が z 軸のスライスに対応しており、爆発は左から右に起こる。また、左端と右端には弾性壁が設けられている。縦軸は時刻を表し、時刻 0 が爆発の瞬間になっている。密度場において、 z 座標が正の向きに進行している衝撃波が二つ見られる。初めの速度の速い物は、ガスの音速を超えておりこれは噴火によるガスとガスとの間の衝撃波である。このような衝撃波は実際の火山噴火の際にも観測されている。また、それより遅れてもうひとつ高密度領域と低密度領域を分ける波が伝播しているのが観測される。この波は、マグマとガスとの間の接触面である。さらに、爆発後、時刻 120 当たりから、 z 軸負の方向に向かって右の弾性壁から衝撃波が走っているのが見られる。これは、 z 軸の上の境界条件である弾性壁からの反射波なので、これ

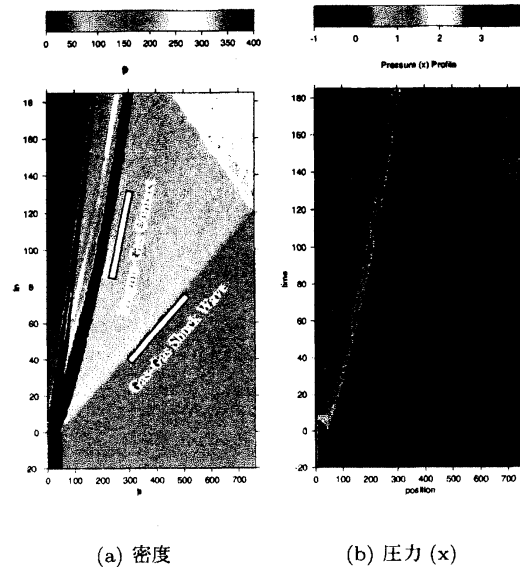


図 2: 局所的な物理量のプロファイル。系の大きさは $L_x = 40, L_y = 40, L_z = 752$ 粒子数は、マグマ 57600 粒子、ガス 118400 粒子。横軸は z 軸方向の座標。縦軸は時刻である。時刻 0 で爆発しその後の時間発展が示されている。また、初期のマグマ溜まりの大きさは $40 \times 40 \times 40$ である。初期状態ではマグマ溜まりにマグマ 57600 粒子と、ガス 6400 粒子をつめ、温度 2 で熱平衡化させている。また火道部分 $40 \times 40 \times 704$ にガス 112000 粒子をつめ温度 0.8 で熱平衡化させてある。直方体を z 軸方向に厚み 1 で輪切りにし、そのスライスの中で局所的な物理量を計算した。

以降の計算は上部の境界の影響が出ている。また時刻 20 ぐらいから、左の弾性壁からもう一つ密度波が出ていることがわかる。この密度波は、膨張波が、マグマ溜まりの底の弾性壁に当たって跳ね返ってきた分に対応している。さらに、時刻 40 ぐらいから、密度場においてマグマ-ガス接触面より後方で内部構造が成長して行くのが観測される。これは詳細なスナップショットの解析から、マグマ内部のガスが発泡しながら爆発していく様子であることがわかり、火山学で言われている発泡しながら爆発するという状況が再現できている。この内部構造の様子は、次の小節で詳しく見る。さらに、密度場ではわからないが、圧力場のプロファイルにおいて、爆発直後から z 軸負の向きに、別の波が伝わっている様子が見られる。これは、減圧が伝わっている波であり、膨張波であると見なすことができる。

3.2 内部構造

前小節で、物理量の時空プロファイルにおいて、噴火しているマグマに内部構造が成長していく様子が見られた。ここでは、この内部構造を詳しく見てみよう。



図 3: 内部構造のスナップショット、 $t = 40$ たったあとの内部構造。横方向が z 方向であり、左がマグマ溜まり、右が火道方向である。爆発は右向きに起こる。粒子は二種類示しており、マグマと、マグマ溜まり由来のガス成分を示している。火道由来のガス粒子は示していない。グレースケールでははっきりしないが、様々な大きさのガス成分の気泡がみられる。[14] カラー版では、マグマ粒子が赤、ガス粒子が青で示されている。



図 4: 内部構造、 $t = 170$ たったあとの内部構造。構造が成長し整理され、いくつかの気泡とマグマの液滴が見える。[14] カラー版ではマグマ粒子が赤、ガス粒子が青で示されている。

噴火後、40 単位時間たったあとの粒子のスナップショットを図 3 に、170 単位時間たったあとのスナップショットを図 4 に示しておいた。図で横方向が z 軸方向であり、噴火は右向きに起こる。初期状態では、一様に混ざっていたマグマ粒子 (カラー版では赤) とガス粒子 (カラー版では青)¹ が、噴火後 40 単位時間たったあとでは、ガス粒子が析出することにより相分離を起こしていることがわかる。また、このとき生成しているガスの気泡の大きさがそれほど均一ではなく、様々なサイズに分布していることも見てわかる。

このあともう少し時間がたつと (図 4)、様々なサイズに分布していた気泡が成長、合体し、比較的大きな気泡になっていることがわかる。また、成長した大きな気泡の内部にマグマの液滴が存在していることもわかる。さらに、マグマ内部にもすこし気泡が存在していることも見て取れる。このように、時空間のプロットで内部構造が成長しているように見えたところでは、実際に粒子分布を見れば、内部構造が存在し、且つその構造が成長していく様子も観測される。この振る舞いは、火山学での噴火のシナリオで噴霧流遷移が起きると言うことに対応しているが、現在の計算規模では、実際の遷移にはまだ至っていない。

¹ カラー版の原稿を web で公開している。[14]

3.3 連続体モデルとの比較

火山学の方でブルカノ式噴火に対する連続体のモデルがいくつかある。その中でも衝撃波管の連続体の記述をそのまま火山噴火に応用した Woods (1995) のモデルが解析的にも取り扱いやすい。[6] ここでは、Woods のモデルとシミュレーション結果の比較を行う。Woods のモデルは、基本的に一次元の一成分圧縮性流体の方程式であり、以下のような支配方程式で記述される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho \frac{\partial w}{\partial z} \quad (8)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_g}{\partial z} \quad (9)$$

$$\frac{1-n}{\rho_l} + \frac{nRT}{p_g} = \frac{1}{\rho} \quad (10)$$

$$p_g \left(\frac{\phi}{\rho} \right)^{\gamma_m} = \text{const.} \quad (11)$$

ここで初めの二つが一般的な質量保存の式と運動方程式であり、時空間の座標は t, z に取っている。 t が時間、 z が噴火方向の座標である。 ρ がマグマ-ガスを合わせた質量密度、 w が流体の速度場である。また、 p_g がガス成分の圧力であり、Woods のモデルではマグマの圧力と等しいとされる。三つ目の式が、マグマ-ガスの状態方程式であり、 n がガス成分の質量分率を表す。 ρ_l がマグマの質量密度であり、 R は気体定数、 T が温度である。Woods のモデル化では質量分率 n が一定であると仮定し、マグマ質量密度 ρ_l も不変であるとみなす。このとき、ガス成分が理想気体的に振る舞うと仮定すれば、この状態方程式でマグマ-ガスの状態を記述できる。最後の4番目の式が、等エントロピー性を仮定して導かれた式であり、理想気体の等エントロピー流れの解析で出てくる物と類似している。(例えば [13].) ϕ は、ガス成分の体積分率を表し、状態方程式から

$$\phi = \frac{\frac{nRT}{p_g}}{\frac{nRT}{p_g} + \frac{1-n}{\rho_l}} = \frac{1}{1 + \frac{1-n}{n} \frac{p_g}{\rho_l RT}} \quad (12)$$

と表現できる。また、 γ_m は、定圧比熱と定積比熱の比であり、今の仮定の下では局所的な状態を決めると決まる。方程式の変数をまとめておくと、場の変数は ρ, w, p_g, T であり、これら以外の量は定数か、これらから計算できる物である。これで変数の数と方程式の数が一致するので、ダイナミクスが計算できることになる。

この支配方程式から見てわかるとおり、Woods のモデルではマグマに溶けているガスが析出してくる効果は全くふくまれていない。このため、マグマからガスが析出し核生成を行う噴火の初期段階の記述は不完全であると思われる。また、ガスの気泡の体積が大きくなってきて全系に浸透しきった状態への転移後のダイナミクスの記述も難しいであろう。ただ元々が圧縮性流体の方程式であるため、シミュレーションや実際の観測で見つかっている衝撃波を定性的に記述することが可能であると思われる。実際、この方程式は理想気体の一次元圧縮性流体の記述と構造が同じ為、次のような方程式へと変形できる。

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (w \pm a(\rho)) \frac{\partial}{\partial z} \right\} \left(w \pm \int^{\rho} \frac{a(\rho')}{\rho'} d\rho' \right) = 0 \quad (13)$$

ここで、 $a(\rho)$ はマグマ-ガス系の音速であり、 $a^2(\rho) = \gamma_m p_g / (\rho \phi)$ という関係がある。これと、等エントロピーの条件を連立させると、音速は密度の関数として一意に求めることができる。この方程式の形から明らかなように、 $w \pm a$ の速度で移動する観測者から見て $w \pm \int^{\rho} \frac{a(\rho')}{\rho'} d\rho'$ が保存量であり、これらから膨張波の速度などが議論できる。また、適当な境界条件を組み合わせることにより、衝撃波の速度、膨張波内部の状態なども議論することができる。

Woods のモデルで計算できる物理量と対応するものを図 5 に示しておいた。上から順に温度 $T(z)$ 、爆発方向の平均速度 $(v(z))_z$ 、爆発方向とは直交する方向の圧力 $\Pi_{xx}(z)$ 、質量密度 $\bar{\rho}(z)$ である。圧力の定義は、式 (7) と同じであり、質

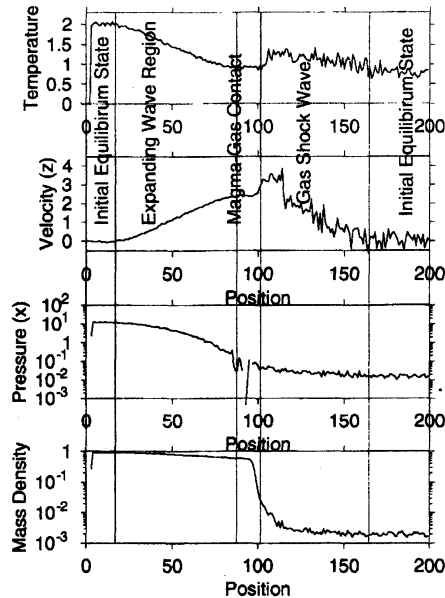


図 5: 温度、速度 (z)、圧力 (x)、質量密度の空間変化。 $t = 6$ で空間方向にスライスしてある。時空間のプロファイルから、衝撃波面、マグマと火道内ガスの接触面が同定され、初期条件からどのような波も通過していない領域が同定される。これらを図に示しておいた。グレーの長方形で囲まれている領域が、左から順に、初期状態のまま、マグマとガスの接触面、初期状態のまま、の領域を表している。それらに挟まれている領域が、左から膨張波領域、ガスの衝撃波領域である。計算している系の大きさは、先ほどのとは違い $L_x = 40, L_y = 40, L_z = 848$ である。また、初期のマグマ溜まりの大きさは、 $40 \times 40 \times 80$ である。それ以外のパラメーターはほぼ先の図の計算と同じであり、長くなった分粒子数が増えている。

量密度は、それぞれの成分の数密度から計算することができる。温度、平均速度の定義は以下のようにした。温度は、一般に非平衡状態での定義はよくわからないので、ここでは速度分散で定義した。つまり、平均的な速度 $\mathbf{v}(z)$ を

$$\mathbf{v}(z) = \frac{\sum_{i \in z} \mathbf{p}_i / m_i}{\sum_{i \in z} 1} \quad (14)$$

と定義し、これから

$$T(z) = \frac{1}{3} \frac{1}{\sum_{i \in z} 1} \sum_{i \in z} m_i |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}(z)|^2 \quad (15)$$

で、温度を定義した。一般にマグマとガスの温度がそれぞれで違う可能性があるが、この定義ではいっさい考慮していない。

またこの図は、系の大きさが $L_x = L_y = 40, L_z = 848$ の計算結果であり、初期マグマ溜まりの大きさは $40 \times 40 \times 80$ である。この中に、数密度 1 でマグマ粒子とガス粒子が入っており、そのうちの 10% がガス粒子である。平衡状態の温度は先の計算と同じである。また、初期の火道部分のガス粒子の密度が、先のと比較すると $1/5$ になっているが、これは主として計算時間を稼ぐためであり、定性的な振る舞いは全く変わらない。

図 5 には膨張波の波頭がマグマ溜まりの底に到達する前の時刻 $t = 6$ での物理量のプロファイルを表示した。横軸は、噴火方向の座標 z であり、 $z = 80$ までが初期のマグマ溜まりの領域である。火道は $z = 848$ まで続いているが、この図では平衡状態から何も変わっていない大部分のところはのぞいて $z = 200$ までプロットしてある。初期に準備した平衡状態での温度が、マグマ溜まり $T = 2$ 、火道 $T = 0.8$ であることと、図の温度プロファイルから、膨張波の波頭が到達していないところと、衝撃波の波面が到達していないところがはっきりとわかる。これらの領域を図では、「Initial Equilibrium State」として表示してある。また、時空間のプロットから、位置 100 程度の所に、マグマとガスの接触面が

あることがわかっている。これは、質量密度のプロファイルからもはっきりと読み取れる。このマグマ-ガス接触面と、膨張波の波頭までの間が膨張波が存在しているところであり、温度や速度、圧力、密度になめらかな変化が見られる。さらに、マグマ-ガス接触面と前方の初期状態のままの領域の間は、ガスの衝撃波が通り抜けたあとの高温に加熱されている部分であり、温度や、速度は主としてガス粒子が担っていることが読み取れる。速度のプロファイルで、マグマ-ガス接触面直前に比較的高速になっている部分があるが、これが実際にガス粒子が加速されている領域で、熱化する前の状態なのか、たんなる揺らぎなのかはサンプル平均を取っていないのでまだ何ともいえない。

この計算結果を定性的に連続体モデルの結果と比較してみよう。連続体モデルは理想気体の圧縮流体モデルであるから、既にわかっている衝撃波管の解析を流用することができる。その解析によれば上のような図を書いたとき、プロファイルは5つの領域に分かれることが知られている。衝撃波が伝わる下流側から見れば、(1) 初期の低温平衡状態が保たれている領域、(2) 衝撃波面が通ったあとの低温状態にいたガスが加熱された高温領域(熱気体の領域)、(3) 高温状態にいたガスが断熱膨張で冷却された領域(冷気体の領域)、(4) 膨張波が存在する領域、(5) 初期の高温平衡状態にある領域、である。シミュレーションの結果をこの領域分割と比較すると、領域(3)をのぞく全ての領域が完全に再現されていることがわかり定性的に良い一致を見せている。またはっきりとは再現されていない領域(3)も、マグマ-ガス接触面であると見なした部分をこの領域であると見なせないこともなく、領域(3)が無いとは言い切れない。

定性的には非常に良い一致を見せてはいるが、問題ももちろんある。理想気体の場合は一般に(4)の領域をのぞくと、残り四つの領域で物理量は一定であるが、シミュレーションでは領域(2)

においてそうはなっていない。これは、衝撃波面の通過による加熱のミクロなダイナミクスを反映しているのではないかと考えられ、もう少しマグマ溜まり部分が長い系の計算が必要である。また定量的な衝撃波面の速度や、膨張波の波頭速度などの解析はまだ行っていない、今後の課題である。

4 まとめ

ブルカノ式噴火のミクロな観点からのモデルを構成し、シミュレーションを行った。この結果、ガス間、ガスとマグマ間の衝撃波の存在や、減圧が伝わる波である膨張波などの波が観測された。これらは、火山学の方でも存在が認められており、マグマ-ガス二成分系の相の状態を知る上での指標となるので重要である。また、定性的にはあるが、噴火直後からガスが核形成を経て、発泡し複雑な内部構造を生成していることが確認された。これらは、気泡を伴うマグマ流からマグマの液滴を含んだガス流への転移の際に重要になる発泡の浸透につながる非常に重要な現象である。

シミュレーションで得られた結果と、連続体モデルとの比較も定性的におこない良い一致を見せている。しかし、定量的な比較や、衝撃波管の実験結果などとの比較は、まだ行っていない、今後の課題である。ただ定性的に良い一致を見せているところから定量的にもこのミクロなモデルは良いモデルであろうと思われる。今後、マグマ流からガス流への完全な転移をしらべマグマの破碎の様子を定量的に調べるためには、もう少し計算規模を大きくする必要がある。これは、現在のシミュレーションで系の断面の1/4の大きさの液滴が見えていることから、横方向の断面積を数倍大きくすれば見えてくるはずの現象であり、計算機中での火山噴火の完全な再現は、もう手の届くところにある。

参考文献

- [1] 特定領域研究「火山爆発のダイナミクス」研究集会、「2004 年、火山爆発夏の学校」テキスト。
- [2] 鍵山恒臣編、東京大学地震研究所編集、地球科学の新展開 3 「マグマダイナミクスと火山噴火」朝倉書房、2003 年。
- [3] M. Ichihara, D. Rittel, and B. Sturtevant: "Fragmentation of a porous viscoelastic material: Implications to magma fragmentation", *J. Geophys. Res.* **107(B10)**, 2229, doi:10.1029/2001JB000591, (2002).
- [4] O. Spieler, D. B. Dingwell, and M. Alidibirov: "Magma fragmentation speed: an experimental determination", *J. Volcanol. Geotherm. Res.* **129**, 109-123, (2004).
- [5] B. Cagnoli, A. Barmin, O. Melnik, R. S. J. Sparks: "Depressurization of fine powders in a shock tube and dynamics of fragmented magma in volcanic conduits", *Earth Planet. Sci. Lett.* **204**, 101-113, (2002).
- [6] A. W. Woods: "A model of vulcanian explosions", *Nucl. Eng. Design*, **155**, 345-357, (1995).
- [7] O. Melnik: "Dynamics of two-phase conduit flow of high-viscosity gas-saturated magma: large variations of sustained explosive eruption intensity", *Bull. Volcanol.* **62**, 153-170, (2000).
- [8] O. Melnik and R. S. J. Sparks: "Nonlinear dynamics of lava dome extrusion", *Nature* **402**, 37-41, (1999).
- [9] T. Ishiwata, T. Murakami, S. Yukawa, and N. Ito: "Particle Dynamics Simulations of the Navier-Stokes Flow with Hard Disks", *Int. J. Mod. Phys. C* (2004) 印刷中。
- [10] S. Nosé: "A molecular-dynamics method for simulations in the canonical ensemble", *Mol. Phys.* **52**, 255, (1984).
- [11] S. Nosé: "A unified formulation of the constant temperature molecular-dynamics methods", *J. Chem. Phys.* **81**, 511, (1984).
- [12] W. G. Hoover: "Canonical dynamics: Equilibrium phase-space distributions", *Phys. Rev.* **A31**, 1695, (1985).
- [13] 松尾一泰「圧縮性流体力学」理工学社、1994 年。
- [14] この原稿のカラー版を web ページに期間限定で掲示しておく。カラーで図を見たい人や、動画を見たい人はアクセスしてほしい。
<http://bopper.t.u-tokyo.ac.jp/~yuk/volcano/>